

Глобальная синхронизация колебаний уровня свистовых излучений вблизи Юпитера как следствие пространственного детектирования добротности магнитосферного резонатора

П. А. Беспалов¹⁾, О. Н. Савина*

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

* Нижегородский государственный технический университет, 603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 2004 г.

После переработки 24 января 2005 г.

Рассмотрены закономерности формирования пространственно-временной структуры распределения интенсивности электромагнитных излучений свистового диапазона и содержания энергичных электронов в радиационных поясах Юпитера. Проанализированы параметрические нелинейные процессы в плазменном магнитосферном лазере. Показано, что азимутальная неоднородность магнитной ловушки в сочетании с быстрым угловым вращением планеты приводит к формированию в добротности магнитосферного резонатора составляющей, характеризующейся периодической модуляцией и не зависящей от азимутальной координаты. Эта модуляция проявляет себя как внешняя сила, которая в условиях глобального резонанса обеспечивает синхронизацию колебаний уровня свистовых излучений в отдельных трубках магнитного поля.

PACS: 94.30.Hn, 95.55.Pe, 96.50.Ek

Введение. В каждой трубке магнитного поля в радиационных поясах Юпитера может реализоваться колебательный процесс, представляющий собой чередующиеся стадии накопления энергичных электронов и их высыпания в ионосферу во время импульсов электромагнитного излучения, возбуждающихся при превышении порога циклотронной неустойчивости. Локальная частота соответствующих колебаний Ω_{RB} зависит от мощности источника частиц, действующего в локальной трубке магнитного поля. Проведенные в свое время исследования дали возможность установить наличие в электронных радиационных поясах Юпитера эффекта глобального резонанса [1]. Расчеты, основанные на известных в то время данных о магнитосфере Юпитера, показали, что соответствующие локальные частоты колебательного процесса в отдельных трубках радиационных поясов Юпитера почти одинаковы и их значения

$$\Omega_{RB} = \left(\frac{cD |\ln R|}{R_J} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

близки к угловой скорости вращения планеты Ω_J . В формуле (1) c – скорость света, D отвечает коэффициенту диффузии по магнитным оболочкам $D_{LL} = DL^4$, R – коэффициент отражения

свистовых волн от ионосферы сверху, который мы ниже подробно обсудим; R_J – радиус Юпитера.

В работе [2] приводились аргументы, согласно которым совпадение отмеченных частот Ω_{RB} и Ω_J не случайно, а обусловлено тем, что указанный колебательный процесс во многом определяет закономерности радиальной диффузии энергичных электронов в радиационных поясах, а следовательно, и мощности источника частиц. При этом полезно учитывать, что эффективность взаимодействия волн и частиц зависит от концентрации фоновой плазмы, определяемой порогом перестановочной неустойчивости [3].

Предварительные доводы в пользу того, что колебания в разных трубках магнитного поля должны происходить синхронно, приводились в работах [1, 2]. В последнее время этот вывод приобрел значительную актуальность. Были выполнены прямые измерения интенсивности электромагнитных излучений [4, 5] одновременно на двух космических аппаратах (Galileo – Cassini/Huygens; Cassini/Huygens – Ulysses), занимавших разные позиции относительно Юпитера. Результаты с космических аппаратов дали возможность авторам работы [4] сделать вывод, что колебания уровня свистовых излучений в отдельных трубках магнитного поля действительно происходят синхронно. То есть вся гигантская магнитосфера Юпитера в свистовых излучениях периодически с пе-

¹⁾e-mail: peter@appl.sci-nnov.ru

риодом вращения планеты (десять часов) вспыхивает, как очень большая лампочка.

Отмеченные новые экспериментальные результаты послужили дополнительным поводом для того, чтобы вновь вернуться к этому вопросу и еще раз уже в рамках новых более продвинутых расчетов пояснить причину синхронизации колебательных процессов в разных трубках магнитного поля. Мы рассмотрим совокупность трубок магнитного поля, прилегающих к некоторой магнитной оболочке в средней части магнитосферы Юпитера, удаленной на 20–40 радиусов Юпитера от его центра, и покажем важную роль пространственно-временной зависимости декремента затухания свистовых волн в магнитосферном резонаторе. Будет показано, что в декремента затухания имеется составляющая, зависящая только от времени с периодом вращения планеты, поскольку декремент определяется как параметрами плазмы в магнитной трубке, так и состоянием несимметричной ионосферы. Как следует из расчетов, эта составляющая играет роль внешней силы, синхронизирующей колебания параметров радиационных поясов в разных трубках магнитного поля.

Пространственное детектирование добротности магнитосферного резонатора. Хорошо известно, что лабораторные лазеры успешно управляются модуляцией добротности резонатора электромагнитных волн. В полной мере это относится и к плазменному магнитосферному мазеру, у которого роль зеркал выполняют сопряженные области ионосферы. В связи с этим важно рассмотреть усредненный декремент затухания электромагнитных волн в радиационных поясах. Для демонстрации пространственно-временной структуры системы удобно использовать рис.1. На этом рисунке схематически показано экваториальное (в плоскости эклиптики) сечение магнитосферы Юпитера. Здесь приведены: отошедшая головная ударная волна в солнечном ветре, магнитопауза и экваториальное сечение отдельной магнитной оболочки. За основу выберем близкую к инерциальной вращающуюся вокруг Солнца вместе с планетой систему отсчета, в которой граница магнитосферы покоится. Введем также неинерциальную попутную систему отсчета, вращающуюся вместе с Юпитером, положение которой определяется полярной системой координат. Азимутальный угол φ отсчитывается от неподвижной оси, направленной от центра планеты против направления солнечного ветра.

Усредненный декремент затухания свистовых волн в отдельной трубке можно записать в виде [6]

$$\nu = 2|\ln R|T_g^{-1}. \quad (2)$$

Здесь коэффициент отражения от торцов магнитной ловушки R зависит в первую очередь от состояния ионосферы. Вращающаяся вместе с планетой ионосфера Юпитера несимметрична (символически на рис.1 это обстоятельство подчеркивает расположенное на ионосферной высоте темное пятно), в частности из-за существенного смещения магнитного ди-

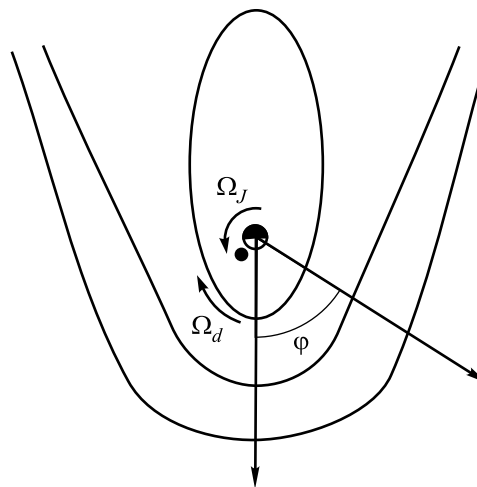


Рис.1. Экваториальное сечение магнитосферы Юпитера

поля относительно центра планеты [7]. С учетом этого можно записать, что $2|\ln R| = f_1(\varphi - \Omega_J t)$, где $f_1(\varphi - \Omega_J t)$ – периодическая функция с периодом 2π , φ – азимутальный угол. В свою очередь период группового распространения свистовых волн в магнитосферном резонаторе T_g является периодической функцией φ , так как он определяется структурой магнитосферы: степенью сплюснутости магнитосферы и концентрацией плазмы вдоль магнитной трубки. Оба эти показателя в основном зависят от местного времени, поэтому $T_g^{-1} = f_2(\varphi)$, где $f_2(\varphi)$ – периодическая функция с периодом 2π . Следовательно, усредненный декремент затухания свистовых волн может быть представлен в виде

$$\nu(t, \varphi) = f_1(\varphi - \Omega_J t)f_2(\varphi). \quad (3)$$

Периодические функции можно записать в виде рядов Фурье:

$$f_1(\varphi - \Omega_J t) = \sum_{k=0}^{\infty} \{a_{1k} \sin[k(\varphi - \Omega_J t)] + a_{2k} \cos[k(\varphi - \Omega_J t)]\}, \quad (4)$$

$$f_2(\varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} [b_{1k} \sin(k\varphi) + b_{2k} \cos(k\varphi)].$$

Подставив соотношения (4) в (3), получаем, что

$$\nu(t, \varphi) = \psi(t) + a_{20} f_2(\varphi) + \Phi(t, \varphi), \quad (5)$$

где

$$\psi(t) = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} [(a_{1k} b_{1k} + a_{2k} b_{2k}) \cos(k\Omega_J t) + (a_{2k} b_{1k} - a_{1k} b_{2k}) \sin(k\Omega_J t)],$$

а функция $\Phi(t, \varphi)$ удовлетворяет условию

$$\int_0^{2\pi} \Phi(t, \varphi) d\varphi = 0. \quad (6)$$

Соотношение (5) показывает, что выражение для декремента затухания свистовых волн представимо в виде суммы, содержащей: слагаемое, периодическое во времени с периодом вращения Юпитера T_J , не зависящее от азимутального угла; слагаемое, зависящее только от азимутального угла; слагаемое, зависящее от времени и азимутального угла, но в среднем по углу равное нулю.

Таким образом, тот факт, что усредненный декремент затухания свистовых волн, а следовательно, и добротность магнитосферного резонатора плазменного мазера в радиационных поясах Юпитера определяются произведением двух величин, зависящих от времени и азимутального угла, согласно (3), приводит к появлению пространственного детектирования. Ниже рассмотрим, как периодическая временная зависимость усредненного декремента затухания сказывается на динамике плазменного магнитосферного мазера.

Пространственно-временная динамика циклотронной неустойчивости радиационных поясов. Запишем самосогласованную систему релятивистских квазилинейных уравнений взаимодействия волн и частиц в плазменном магнитосферном мазере в простейшем балансном приближении [2, 6]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \Omega_d(\varphi) \frac{\partial N}{\partial \varphi} = -\delta(\varphi) W N - \frac{N}{T_l} + I(t, \varphi), \quad (7a)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = h(\varphi) W N - \nu(t, \varphi) W + a. \quad (7b)$$

Система уравнений (7) имеет простой физический смысл. Число частиц в трубке магнитного поля с единичным сечением на уровне ионосферы $N(t, \varphi)$ растет со временем в соответствии с мощностью источника частиц $I(t, \varphi)$. Перемещение частиц по азимутальной координате обусловлено дрейфом энергичных частиц в неоднородном изогнутом магнитном

поле. Величина соответствующей угловой скорости $\Omega_d(\varphi)$ определяется формулами, приведенными, например, в работе [8]. Слагаемое в правой части уравнения (7a) с множителем $1/T_l$ учитывает потери частиц из магнитной ловушки в результате синхротронного излучения (парные соударения в условиях магнитосферы Юпитера малосущественны). Слагаемое с множителем $\delta(\varphi)$ учитывает уменьшение частиц в трубке магнитного поля из-за их высыпания в ионосферу в результате взаимодействия со свистовыми волнами. Это высыпание происходит тем быстрее, чем больше плотность энергии свистовых волн $W(t, \varphi)$. В свою очередь, плотность энергии свистовых волн определяется усредненным по времени распространением свистовых волн в магнитосферном резонаторе между сопряженными областями ионосферы уравнением переноса (7b). В этом уравнении мощность сторонних источников волн (например, молниевых разрядов в атмосфере) учтена слагаемым a . Поперечная в пространстве импульсов угловая анизотропия функции распределения меняется мало, и поэтому удвоенный инкремент циклотронной неустойчивости можно записать в виде $2\gamma(\varphi) = h(\varphi)N(\varphi)$. Отметим, что конкретные выражения для функций $\delta(\varphi)$ и $h(\varphi)$ можно получить из формул, приведенных в работе [2], но в данном случае они нам не понадобятся. Прежде всего рассмотрим процессы в отдельной трубке магнитного поля без учета азимутального дрейфа и при фиксированном азимутальном угле φ . В таком случае у системы уравнений есть стационарное состояние, отвечающее балансу между поступлением частиц от источника и их высыпанием в ионосферу. Рассмотрим колебания вблизи стационарного состояния. В радиационных поясах, где параметры $1/T_l$ и a являются малыми, при постоянном декременте затухания ν происходят релаксационные колебания со следующими характеристиками:

$$\Omega_{RB} = (hI)^{\frac{1}{2}}, \quad 2\nu_{RB} = \frac{hI}{\nu}, \quad Q_{RB} = \frac{\Omega_{RB}}{2\nu_{RB}} = \frac{\nu}{(hI)^{\frac{1}{2}}}, \quad (8)$$

где Ω_{RB} – собственная частота колебательного процесса в данной трубке магнитного поля, ν_{RB} и Q_{RB} – декремент затухания и добротность этих колебаний.

При модуляции декремента затухания ν даже в пространственно-временной ситуации естественно ожидать резонансного отклика в виде глубокой модуляции параметров радиационных поясов и уровня свистовых излучений, особенно когда $Q_{RB} \gg 1$.

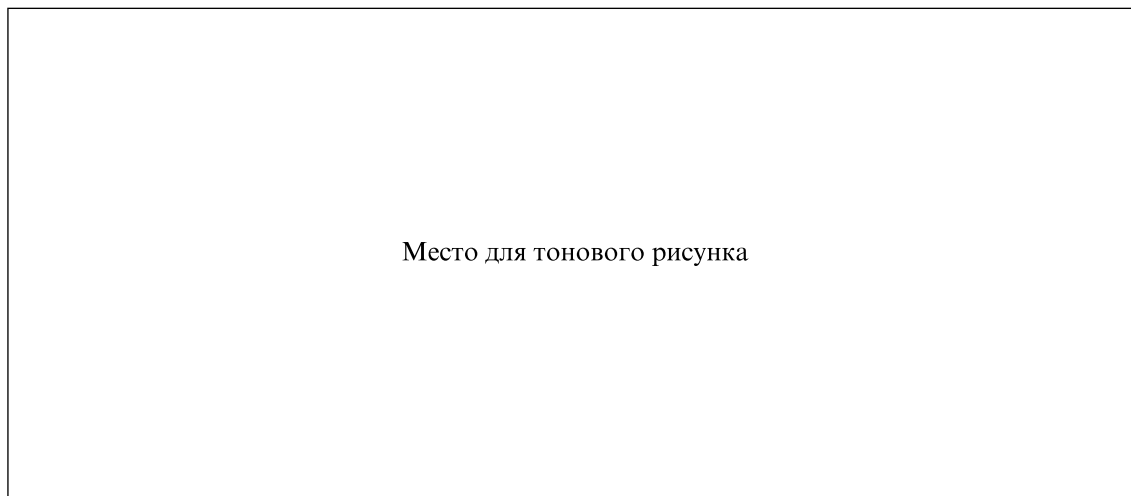


Рис.2. Разными оттенками серого цвета показана зависимость плотности энергии свистовых излучений ε от азимутального угла φ и времени τ

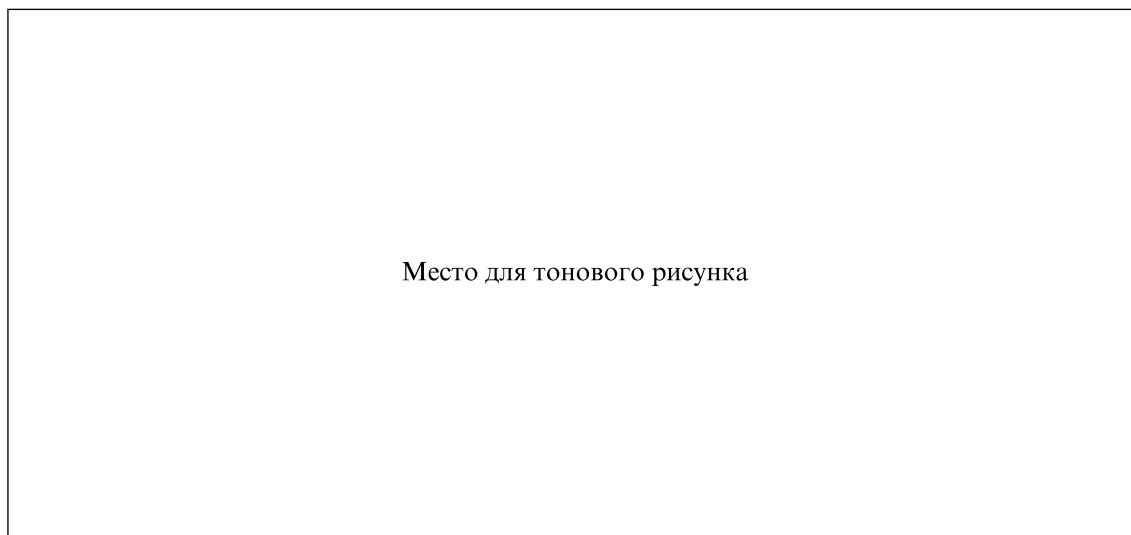


Рис.3. Разными оттенками серого цвета показана зависимость полного содержания энергичных электронов в трубке магнитного поля n от азимутального угла φ и времени τ

Для упрощения количественного анализа системы уравнений (7) естественно перейти к новым безразмерным переменным:

$$\tau = \Omega_J t, \quad \tau_* = \left(\frac{1}{\Omega_J T_J} + \omega_d \frac{\partial \ln h}{\partial \varphi} \right), \quad \omega_d = \frac{\Omega_d}{\Omega_J}, \quad (9)$$

$$\omega_{RB} = \frac{\Omega_{RB}}{\Omega_J}, \quad n = \frac{hN}{\Omega_J}, \quad \varepsilon = \frac{\delta}{\Omega_J} W, \quad \alpha = \frac{a\delta^2}{\Omega_J}.$$

В новых переменных система уравнений (7) с учетом соотношения (5) записывается следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} - \omega_d(\varphi) \frac{\partial n}{\partial \varphi} = -\varepsilon n - \frac{n}{\tau_*(\varphi)} + \omega_{RB}^2(\varphi), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} = \varepsilon n - Q[\psi(\tau) + a_{20} f_2(\varphi) + \Phi(\tau, \varphi)]\varepsilon + \alpha.$$

Здесь все зависящие от φ функции – периодические с периодом 2π и введена величина $Q = Q_{RB}(\Omega_{RB}/\Omega_J) \approx Q_{RB} \gg 1$, функция $\Phi(\tau, \varphi)$ удовлетворяет условию (6). Наличие в системе (10) функции $\psi(\tau)$ является причиной формирования временной синхронной по всей магнитосфере структуры колебаний уровня интенсивности свистовых излучений и содержания энергичных электронов. Для под-

тверждения этого утверждения были выполнены численные расчеты.

Результаты модельных расчетов. Для проведения демонстрационного численного расчета, показывающего принципиальную сторону проблемы, мы ограничимся учетом только низших пространственных гармоник и пространственно-временную зависимость декремента затухания свистовых волн запишем в виде

$$\nu/\Omega_J = Q_o(1 + \Delta_1 \cos \varphi)(1 + \Delta_2 \cos(\varphi - \tau)), \quad (11)$$

где фактор $\Delta_1 > 0$ учитывает, что длина трубки магнитного поля при $\varphi = 0$ минимальна, а при $\varphi = \pi$ – максимальна. Фактор $\Delta_2 > 0$ учитывает, что, когда $\tau = 0$, коэффициент отражения максимален при $\varphi = 0$, если мы подходящим образом выбрали начало отсчета времени (см. рис.1). Рассмотрим свойства решений системы уравнений (10) в рамках численного анализа. Будем учитывать зависимость $\omega_{RB}^2(\varphi)$ от азимутального угла, полагая

$$\omega_{RB}^2(\varphi) = \omega_{RB_o}^2(1 + \Delta_2 \cos(\varphi)), \quad (12)$$

где справа введены коэффициенты, в грубой степени характеризующие долготную неоднородность системы по уровню мощности источника энергичных частиц и другим параметрам.

Учитывая, что собственная частота колебательного процесса в отдельных трубках магнитного поля близка к угловой скорости вращения планеты, при проведении модельных расчетов положим $\omega_{RB_o}^2 = 0.9$. Глубину модуляции, связанную с асимметрией ионосферы, выберем не очень большой $\Delta_2 = 0.2$. В свою очередь, добротности колебательного процесса на разных долготах могут заметно отличаться, и поэтому в модельном расчете мы примем, что $Q_o = 20$, $\Delta_1 = 0.75$. Остальные малозначительные для данной задачи величины в модельном расчете будем считать постоянными: $\omega_d = 0.03$, $1/\tau_* = 0.01$, $a = 0.005$. Отметим, что реальные скорости азимутального дрейфа энергичных частиц в неоднородном изогнутом магнитном поле слабо сказываются на результатах расчета, и поэтому соответствующую функцию мы заменили на константу. Вместе с тем проведенные тестовые расчеты показали, что, когда соответствующая скорость более значительна, то ее наличие приводит к дополнительной синхронизации временных процессов в разных трубках магнитного поля. Начальные условия для определенности возьмем в виде $n(0, \varphi) = 10$, $\varepsilon(0, \varphi) = 0.01$.

Для выбранных модельных условий система уравнений (10) была решена численно. Зависимость плотности энергии свистовых излучений от времени τ и

азимутального угла φ после завершения переходного процесса приведена на рис.2 разным уровнем серого цвета. Расчеты показывают, что колебательный процесс на разных долготах происходит с разной эффективностью. Однако максимумы интенсивности свистовых излучений достигаются во всей магнитосфере довольно синхронно. На рис.3 разным уровнем серого цвета показана пространственно-временная зависимость полного содержания энергичных электронов в трубке магнитного поля. Отметим, что во временном ходе полного содержания частиц отчетливо видна и периодичность с удвоенным периодом 4π , которая в размерных переменных отвечает периоду 20 ч.

Заключение. В магнитосфере Юпитера имеется четкая взаимосвязь между взаимодействием волн и частиц в отдельных трубках магнитного поля и глобальной динамикой электронных радиационных поясов. Эта взаимосвязь проявляется в отчетливой периодичности интенсивности свистовых излучений и потоков энергичных электронов. В свистовых излучениях вся гигантская магнитосфера Юпитера вспыхивает как гигантская лампочка.

Наблюдаемая экспериментально закономерность, по-видимому, объясняется несколькими факторами. Прежде всего, очень важно, что для каждой трубки магнитного поля в радиационных поясах Юпитера характерна собственная частота, соответствующая взаимодействию волн и частиц, которая близка к угловой скорости вращения Юпитера. Это обстоятельство обеспечивает резонансный характер процесса, из-за которого сравнительно слабое внешнее воздействие может обеспечить глубокую модуляцию уровня волн и потоков частиц.

Из-за вращения планеты с несимметричной ионосферой происходит процесс пространственного детектирования добротности магнитосферного резонатора. В усредненном декремента затухания свистовых волн присутствует слагаемое, которое не зависит от азимутального угла и строго периодически с периодом орбитального вращения Юпитера меняется со временем. Эта периодическая зависимость проявляет себя как управляющий фактор. (Плазменный магнитосферный мазер находится под воздействием нескольких внешних для него факторов. Наиболее же сильно на его работу влияет модуляция добротности магнитосферного резонатора.) Расчеты показали, что происходит довольно отчетливая синхронизация модуляции уровня свистовых излучений на всех долготах. Можно показать, и это было проверено в численных расчетах, что перенос частиц и волн между отдельными трубками магнитного поля луч-

шает синхронизацию процессов в различных трубках магнитного поля.

Установленный эффект имеет и более общее значение. Естественно, он должен наблюдаться и в других типах электромагнитного излучения, за которое ответственны электронные радиационные пояса Юпитера, довольно синхронно меняющиеся в разных секторах магнитосферы. Синхронизация процессов излучения из разных трубок магнитосферы отмечалась в работе [5].

Отметим, что в принципе есть еще один канал влияния азимутального дрейфа частиц, учитываемого в уравнении (7а), на циклотронную неустойчивость и взаимодействие волн и частиц. Дрейф частиц может создавать поляризационное электрическое поле, а с ним токовую систему и магнитный сигнал, который, например, из-за сохранения адиабатических инвариантов, изменяет функцию распределения энергичных электронов. Однако оценки показывают, что этот сценарий не эффективен в электронных радиационных поясах Юпитера. Дело в том, что проводимость магнитосферной плазмы вдоль магнитного поля очень высокая и поляризационное поле “закорачивается” через ионосферу, где значительна проводимость поперек магнитного поля. Поляризационные электрические поля надо учитывать при анализе начальной стадии пространственно-временной эволюции распределений частиц с резкими азимутальными градиентами.

Возможны также более сложные ситуации, когда исходными являются не релаксационные колебания, а автоколебания в отдельных трубках магнитного поля, возможность существования которых была показана в работе [9]. При определенных условиях син-

хронизацию процессов можно ожидать и в магнитосфере пульсара, хотя, конечно, в каждом из отмеченных случаев нужно специальное рассмотрение.

Отметим, что обнаруженный эффект является интересным примером эффекта Гюйгенса, известного в классической механике. В данном случае осцилляторные процессы в различных трубках магнитного поля (грубые часы) синхронизируются в результате взаимодействия со строго периодичным орбитальным вращением планеты (точные часы).

Работа выполнена при частичной поддержке по гранту ведущей научной школы # 00-15-966674, по программе фундаментальных исследований ОФН РАН “Солнечный ветер: генерация и взаимодействие с Землей и другими планетами” и по гранту INTAS # 03-51-3922.

1. P. A. Bespalov, Письма в АЖ **11**, 72 (1985).
2. P. A. Bespalov, *Planetary and Space Sci.* **44**, 565 (1996).
3. P. A. Bespalov and S. S. Davydenko, *Planetary and Space Sci.* **42**, 583 (1994).
4. M. L. Kaiser et al., *J. Geophys. Res.* **109**, doi:10.1029/2003JA010233 (2004).
5. G. B. Hospodarsky et al., *J. Geophys. Res.* **109**, doi:10.1029/2003JA010263 (2004).
6. P. A. Bespalov and V. Yu. Trakhtengerts, in *Reviews of Plasma Physics*, Ed. M. A. Leontovich, Plenum Publ. N.Y., Vol. X, 1986, p. 155.
7. T. W. Hill, A. J. Dessler, and C. K. Goertz, in *Physycs of the Jovian magnetosphere*, Cambridge University Press, 1983, p. 353.
8. D. L. Hamlin, R. Karplus, R. C. Vik et al., *J. Geophys. Res.* **66**, 1 (1961).
9. P. A. Bespalov, *Pis'ma v ZhETP* **33**, 192 (1981).